

Experimentelle Untersuchungen an Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich

Kipke, Klausdieter

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 21, 1969,
S.407-428



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Experimentelle Untersuchungen an Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich*)

Von Klausdieter Kipke

Vorgelegt von H. Schlichting

(Eingegangen am 25. 2. 1969)

Zusammenfassung: Es werden die Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen an sechs Wellenreiter-Flügeln (Caret-Wings) mitgeteilt, die in der Hyperschall-Versuchsanlage der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFL) bei Machzahlen zwischen $Ma_\infty = 8$ und 15 und entsprechenden Reynoldszahlen zwischen $Re = 2,7 \cdot 10^6$ und $1,4 \cdot 10^5$ durchgeführt wurden. Die Flügel besaßen folgende Kenngrößen: Auslegungs-Machzahl zwischen $Ma_A = 6$ und 10, Seitenverhältnis $\Lambda = 0,8$ und 1,6 und Volumen-Parameter zwischen $\tau = 0,0675$ und 0,1. Hierbei ist der Volumen-Parameter τ definiert als $(\text{Flügel-Volumen})/(\text{Flügelfläche})^{3/2}$. Die Messungen umfassen Dreikomponenten-Kraftmessungen, Druckverteilungsmessungen sowie die optische Bestimmung der Stoßlage durch Strömungsaufnahmen.

Die gemessenen Beiwerte des Auftriebes c_A , des Widerstandes c_W und des Nickmomentes um die Flügelspitze c_M sowie die gemessenen Druckverteilungen wurden mit der zweidimensionalen Keiltheorie verglichen; dabei ergibt sich, durchweg eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung. Die verbesserte Newtonsche Theorie weist ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Druckmessungen auf. Die Lage des Verdichtungsstoßes wurde durch Photo-Aufnahmen mit Hilfe eines Differential-Interferometers bestimmt. Dabei zeigt sich, daß Reibungseinflüsse sich stark auf die Form des Verdichtungsstoßes auswirken, und zwar besonders in der Nähe der Vorderkanten des Wellenreiter-Flügels. Die Lage des Verdichtungsstoßes in der Symmetrie-Ebene des Flügels wurde mit einer vereinfachten zweidimensionalen Rechnung verglichen, in der auf einfache Weise Reibungseinflüsse mit berücksichtigt wurden. Die maximal erreichbaren Gleitzahlen liegen etwa zwischen $(c_A/c_W)_{\max} = 4$ bis 6.

Summary: A series of wave riders (caret wings) have been investigated in the DFL hypersonic gun tunnel in the Mach number range from $Ma = 8$ to 15 and at corresponding Reynolds numbers from $Re = 2,7 \cdot 10^6$ to $1,4 \cdot 10^5$. The design parameters of the wings investigated vary as follows: the design Mach number between $Ma_{des} = 6$ and 10, the aspect ratio between $\Lambda = 0,8$ and 1,6 and the volume parameter between $\tau = 0,0675$ and 0,1, where τ is given by $\text{volume}/(\text{planform area})^{3/2}$. The tests included three-component-force measurements, pressure distribution measurements in spanwise direction and determination of shock wave angles by flow visualization.

The experimental coefficients of lift c_L , drag c_D , and pitching moment c_m have been compared with simple wedge theory and, in general, good agreement between theory and experiment has been obtained. The experimental pressure-distributions have also been compared with simple

*) Erweiterte Fassung eines Vortrages auf der Tagung des AGARD Fluid Dynamics Panel, London, 1.—3. Mai 1968. Diese Untersuchungen wurden im Institut für Aerodynamik (Leiter: Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. E. h. H. Schlichting) der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V. (DFVLR) durchgeführt. — Der Verfasser dankt besonders Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Gersten für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die wertvollen Hinweise während der Durchführung dieser Untersuchungen.

wedge theory and additionally with an extended Newtonian theory. In both cases the experimental data are fairly good predicted by these theories. Experimental shock-wave angles show that viscous effects have a significant influence on the shape of the shock, especially near the leading edges of the wings. A simple method has been used to calculate the shock wave angles in the plane of symmetry including viscous effects. The agreement between theory and experiment is good. Due to viscous effects a severe decay of maximum lift-drag ratios occurs with decreasing Reynolds number. The order of magnitude of the maximum values $(c_L/c_D)_{\max}$ is about 4 to 6.

1. Einleitung

Wellenreiter-Flügel stellen das Bindeglied zwischen Überschallflugzeugen und Raumflugkörpern dar. Der Anwendungsbereich solcher Flugkörper liegt im Mach-Zahl-Bereich $Ma = 5$ bis 15. Wegen der hohen Fluggeschwindigkeiten bleiben die Störungen des Strömungsfeldes nicht mehr klein, vielmehr treten Stoßwellen von erheblicher Stärke auf. Ein Wellenreiter-Flügel erzeugt ein Stoßwellensystem, auf dem er gewissermaßen „reitet“. T. Nonweiler [1] hat Wellenreiter-Flügel vorgeschlagen, die einen oder mehrere ebene Stöße erzeugen. Der einfachste von ihnen besitzt eine dreieckige Grundrißfläche und eine Unterseite, die einem in der Symmetrieebene geknickten Deltaflügel

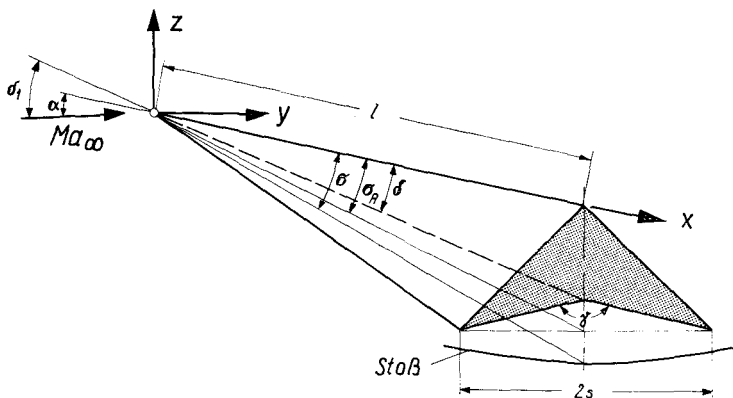


Abb. 1. Bezeichnungen an einem Wellenreiter-Flügel (Caret-Wing).

ähnelt. Abb. 1 zeigt einen solchen Körper, der wegen seiner äußeren Form in der englischen Literatur auch als „Caret Wing“ (Dachflügel) bezeichnet wird. Im Auslegungszustand wird der Flügel bei einem Anstellwinkel $\alpha = 0$ mit der Auslegungszahl Ma_A angeströmt. Dabei bildet sich zwischen den beiden Flügelvorderkanten eine ebene Stoßfläche aus. Der Druck auf der Unterseite des Flügels ist daher konstant. Für den Auslegungszustand kann der Druck in einfacher Weise exakt aus den Beziehungen für den Verdichtungsstoß der zweidimensionalen Keiltheorie bestimmt werden.

Die wesentlichsten Auslegungsparameter für einen Wellenreiter-Flügel sind:

1. Auslegungs-Machzahl Ma_A
2. Seitenverhältnis $\Lambda = 4s/l$
3. Volumenparameter $\tau = V/F^{3/2}$.

Bei einer Abweichung vom Auslegungszustand des Flügels wird der Stoß aus der Vorderkantenebene nach innen oder außen gedrängt, was gleichzeitig mit einer Krümmung des Stoßes verbunden sein kann (Abb. 3). In einem solchen Fall ist das Strömungsfeld nicht mehr zweidimensional, und die Berechnung der Strömung wird zu einem dreidimensionalen Problem. Zusammenfassende Arbeiten über Wellenreiter-Flügel findet man in [6], [7], [8], [14]. Hieraus geht hervor, daß experimentelle Ergebnisse für Wellenreiter-Flügel bisher im wesentlichen nur für den Überschallbereich ($2 < Ma < 5$) vorliegen. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es daher, experimentelle Unterlagen für Wellenreiter-Flügel im Hyperschallbereich $Ma > 5$ zu schaffen. Hierzu wurden an den in Abb. 2 dargestellten sechs Wellenreiter-Flügeln Dreikomponenten- und Druckverteilungsmessungen sowie die optische Bestimmung der Stoßlage in einem Machzahlbereich zwischen $Ma = 8$ und 15 durchgeführt.

2. Bezeichnungen

2.1. Geometrische Größen (Abb. 1)

F	Bezugsfläche ($F = s l$)
O	benetzte Oberfläche (ohne Basisfläche), Gl. (24)
V	Flügelgesamtvolumen
$s(x)$	örtliche Halbspannweite
s	Halbspannweite der Hinterkante
l	Flügelänge (in x -Richtung gemessen)
τ	Volumenparameter, $\tau = V/F^{3/2}$
Λ	Seitenverhältnis, $\Lambda = 4s/l$
δ	Keilwinkel im Mittelschnitt des Flügels
α	Anstellwinkel
δ_1	Umlenkwinkel, $\delta_1 = \alpha + \delta$
σ_A	Winkel zwischen Dachfirst und Vorderkantenebene
γ	Eckenwinkel auf der Unterseite des Flügels
x, y, z	körperfestes rechtwinkliges Koordinatensystem
η	dimensionslose Koordinate in Spannweitenrichtung, $\eta = y/s(x)$
C	dimensionsloser Dickenparameter, Gl. (20)
Ω	dimensionsloser Halbspannweitenparameter, Gl. (21)

2.2. Aerodynamische Größen (Abb. 1)

A	Auftrieb
W	Widerstand
M	Nickmoment um Querachse durch Flügelspitze
N	Normalkraft
T	Tangentiale Kraft
c_A	Auftriebsbeiwert, $c_A = A/(q_\infty F)$
c_W	Widerstandsbeiwert, $c_W = W/(q_\infty F)$
c_M	Nickmomentenbeiwert, $c_M = M/(q_\infty F l)$
c_N	Normalkraftbeiwert, $c_N = N/(q_\infty F)$
c_T	Tangentiale Kraftbeiwert, $c_T = T/(q_\infty F)$
$\overline{c_N}$	reduzierter Normalkraftbeiwert, $\overline{c_N} = (c_N - c_{N \text{ Newton}})/(\varepsilon c_{N \text{ Newton}})$
x_D/l	Druckpunktlage
c_A/c_W	Gleitzahl

2.3. Strömungsgrößen

U	Strömungsgeschwindigkeit
a	Schallgeschwindigkeit
Ma	Machzahl, $Ma = U/a$
ϱ	Dichte des strömenden Mediums
p	statischer Druck
T	absolute Temperatur
q	Staudruck, $q = \frac{1}{2} \varrho U^2 = \frac{1}{2} \kappa p Ma^2$
c_p	Druckbeiwert, $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$
Re_x	Reynoldszahl für Bezugslänge x , $Re_x = U x/\nu$
c_f	Reibungsbeiwert, bezogen auf die benetzte Oberfläche
c_{wf}	Reibungswiderstand, bezogen auf die Bezugsfläche F ; $c_{wf} = c_f O/F$
δ^*	Verdrängungsdicke der Grenzschicht
χ	Wechselwirkungsparameter, $\chi = \frac{Ma^3}{Re^{1/2}}$
σ	Stoßwinkel
ε	Dichteverhältnis am Stoß, $\varepsilon = \varrho_\infty/\varrho_1$, Gl. (19)
p^*	Korrekturfunktion des Newtonschen Druckbeiwertes nach Gl. (18)
K	Hyperschall-Ähnlichkeits-Parameter, $K = Ma \delta$

2.4. Stoffgrößen

κ	Isentropenexponent
μ	dynamische Zähigkeit
ν	kinematische Zähigkeit
C_s	Sutherland-Konstante, $C_s = \mu T_1/\mu_1 T$

Indizes

∞	freie Anströmung
0	Ruhezustand
1	Zustand hinter Verdichtungsstoß
eff	wirksam
A	Auslegungszustand
V.K.	Vorderkante
reib	reibungsbehaftet
rl	reibungslos
k	Kompression
e	Expansion
o	Oberseite
u	Unterseite
Newton	Newtonsche Theorie
w	Wand
max	maximal

3. Theoretische Grundlagen

Das Strömungsfeld eines Wellenreiter-Flügels kann für den Auslegungszustand mit Hilfe der zweidimensionalen Keiltheorie berechnet werden. Die hierfür erforderlichen Beziehungen für den schiefen Verdichtungsstoß sind in [6] und [16] angegeben worden. Der Auslegungszustand liegt bei einer Mach-

Experimentelle Untersuchungen an Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich 411

Flügel Nr	①	②	③	④	⑤	⑥
Quer = schnitt						
Grundriß						
Λ	0,8	1,2				1,6
Ma_R	10	6	8	10	10	10
τ	0,0675	0,08	0,08	0,08	0,10	0,08

Abb. 2. Flügelgeometrie der untersuchten Modelle.

Flügel (2), (3), (4): Einfluß der Auslegungsmachzahl,
 Flügel (4), (5): Einfluß des Volumenparameters,
 Flügel (4), (6): Einfluß des Seitenverhältnisses.

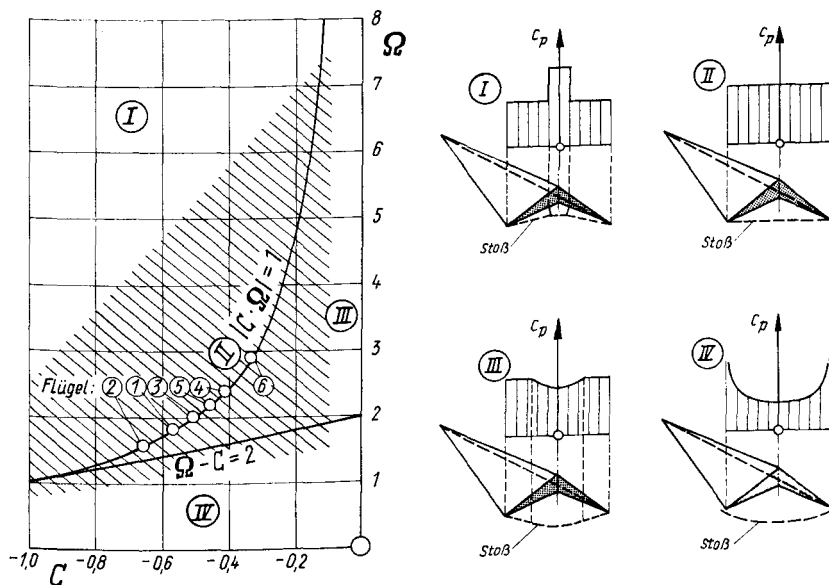


Abb. 3. Typische Stoßformen und Druckverteilungen an einem Wellenreiter-Flügel.

- (I) $C \cdot \Omega > 1$ Anliegender Stoß mit Sekundärstoßen,
 (II) $C \cdot \Omega = 1$ Anliegender ebener Stoß,
 (III) $C \cdot \Omega < 1$ Anliegender gekrümmter Stoß,
 (IV) $C \cdot \Omega > 1$; $\Omega - C < 2$ Abgelöster Stoß.

zahl $\text{Ma}_\infty = \text{Ma}_A$ und einem Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ vor (Abb. 1). Der Stoßwinkel σ_A , der die Lage der Flügelvorderkanten festlegt, kann bei einer vorgegebenen Auslegungs-Machzahl Ma_A und dem Keilwinkel δ nach der folgenden Stoßbeziehung ermittelt werden:

$$\cot \delta = \tan \sigma_A \left[\frac{(\kappa + 1) \text{Ma}_A^2}{2 (\text{Ma}_A^2 \sin^2 \sigma_A - 1)} - 1 \right]. \quad (1)$$

Als dritter noch freier Parameter zur Festlegung eines Wellenreiter-Flügels kann das Seitenverhältnis Λ oder der Volumenparameter τ benutzt werden, die durch die folgende Beziehung mit dem Keilwinkel δ zusammenhängen:

$$\tau \sqrt{\Lambda} = \frac{2}{3} \tan \delta. \quad (2)$$

Die Gesamtkräfte an Wellenreiter-Flügeln in reibungsloser Strömung werden wie folgt aus den Druckbeiwerten auf der Ober- und Unterseite des Flügels berechnet:

$$\text{Normalkraft:} \quad c_N = (c_p)_u - (c_p)_o \quad (3)$$

$$\text{Tangentialkraft:} \quad c_T = (c_p)_u \tan \delta. \quad (4)$$

Im Auslegungszustand lauten die exakten Gleichungen für die Druckbeiwerte:

$$\text{Unterseite: } (c_p)_u = 2 \frac{\sin \sigma_A \sin \delta}{\cos (\sigma_A - \delta)} \quad (5)$$

mit σ_A nach Gl. (1)

$$\text{Oberseite: } (c_p)_o = 0. \quad (6)$$

Bei Abweichungen vom Auslegungszustand können folgende Näherungen für die Druckbeiwerte auf der Unter- und Oberseite des Wellenreiter-Flügels nach verschiedenen Näherungstheorien ermittelt werden:

a) Keiltheorie

Hierbei wird angenommen, daß die aerodynamischen Beiwerte des Wellenreiter-Flügels die gleichen sind wie die eines zweidimensionalen keilförmigen Flügels mit der gleichen Grundrißfläche F und dem gleichen Keilwinkel δ .

Der Druckbeiwert auf der *Kompressionsseite* des „Ersatz-Flügels“ wird nach den Beziehungen des schiefen Stoßes bestimmt [16]:

$$\cot \delta_k = \tan \sigma \left[\frac{(\kappa + 1) \text{Ma}_\infty^2}{2 (\text{Ma}_\infty^2 \sin^2 \sigma - 1)} - 1 \right]. \quad (7)$$

Mit Hilfe der Prandtl-Meyer-Expansion wird der Zustand auf der *Expansionsseite* des „Ersatz-Flügels“ nach der in [10] angegebenen Beziehung bestimmt:

$$\delta_e = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \left[\arctan \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (\text{Ma}_\infty^2 - 1) - \arctan \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (\text{Ma}_e^2 - 1) \right] - \left[\arctan \sqrt{\text{Ma}_\infty^2 - 1} - \arctan \sqrt{\text{Ma}_e^2 - 1} \right]. \quad (8)$$

Der Druckbeiwert c_{pu} auf der *Unterseite* des Flügels ergibt sich für verschiedene Anstellwinkel zu:

1. $\alpha > -\delta$:

Der wirksame Ablenkungswinkel beträgt für diesen Fall:

$$\delta_k = \alpha + \delta. \quad (9a)$$

Mit σ nach Gl. (7) ergibt sich für den Druckbeiwert die folgende Beziehung:

$$c_{pu} = 2 \frac{\sin \sigma \sin (\alpha + \delta)}{\cos (\sigma - \alpha - \delta)}. \quad (9b)$$

2. $\alpha < -\delta$:

Der Eckenwinkel δ_e beträgt im Falle einer Expansion:

$$\delta_e = -(\alpha + \delta). \quad (10a)$$

Nach der Bestimmung von Ma_e nach Gl. (8) ergibt sich ein Druckbeiwert von:

$$c_{pu} = \frac{2}{\kappa \text{Ma}_\infty^2} \left[\left(\frac{\text{Ma}_e}{\text{Ma}_\infty} \right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right]. \quad (10b)$$

Für den Druckbeiwert c_{po} auf der *Oberseite* des Flügels ergeben sich die folgenden Beziehungen:

1. $\alpha > 0$:

Mit dem Eckenwinkel

$$\delta_e = \alpha \quad (11a)$$

und Ma_e nach Gl. (8) ergibt sich der folgende Druckbeiwert:

$$c_{po} = \frac{2}{\kappa \text{Ma}_\infty^2} \left[\left(\frac{\text{Ma}_e}{\text{Ma}_\infty} \right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right]. \quad (11b)$$

2. $\alpha < 0$:

Mit dem Ablenkungswinkel

$$\delta_k = -\alpha \quad (12a)$$

und der Bestimmung von σ nach Gl. (7) ergibt sich:

$$c_{po} = 2 \frac{\sin \sigma \sin \alpha}{\cos (\sigma - \alpha)}. \quad (12b)$$

b) Theorie schlanker Körper bei Hyperschallanströmung

Die Abhängigkeit des Druckbeiwertes an Wellenreiter-Flügeln kann allgemein in der folgenden Form geschrieben werden:

$$c_p = f_1 (\text{Ma}_A, \Lambda, \tau, \alpha, \text{Ma}_\infty) . \quad (13a)$$

Unter der Voraussetzung ähnlicher Lösungen und der Theorie kleiner Störungen kann die in Gl. (13a) angegebene Abhängigkeit für den Fall eines schlanken Körpers ($\delta \ll 1$; $\Lambda \ll 1$; $\alpha \ll 1$; $\text{Ma}_\infty \gg 1$) auf folgende Form reduziert werden:

$$c_p / \delta^2 = f_2 \left(K, \frac{\alpha}{\delta}, \Lambda \text{Ma}_A, \tau \sqrt{\text{Ma}_A} \right) . \quad (13b)$$

$$\text{Hierbei ist} \quad K = \text{Ma}_\infty \delta \quad (14)$$

der Hyperschall-Ähnlichkeitsparameter.

c) Einfache Newtonsche Theorie

Hierbei wird angenommen, daß der Stoß bei positiven Anstellwinkeln α in der Vorderkantenebene des Flügels liegt.

Die Druckbeiwerte c_{pu} und c_{po} ergeben sich somit nach [10] zu:

$$c_{pu} = 2 \sin^2 (\alpha + \sigma_A) \quad (15a)$$

$$c_{po} = 0 . \quad (15b)$$

Für Anstellwinkel $-\sigma_A < \alpha < 0$ wird angenommen, daß der Stoß sowohl in der Vorderkanten-Ebene des Flügels als auch auf der Oberseite liegt.

Unter dieser Annahme gilt für die Druckbeiwerte:

$$c_{pu} = 2 \sin (\alpha + \sigma_A) \quad (16a)$$

$$c_{po} = 2 \frac{\sin^2 \alpha}{1 + 16 \left(\frac{\tan \sigma_A}{\Lambda} \right)^2} . \quad (16b)$$

Bei Anstellwinkeln $\alpha < -\sigma_A$ gibt es nur noch einen Stoß auf der Oberseite und für die Druckbeiwerte gilt:

$$c_{pu} = 0 \quad (17a)$$

$$c_{po} = 2 \frac{\sin^2 \alpha}{1 + 16 \left(\frac{\tan \sigma_A}{\Lambda} \right)^2} . \quad (17b)$$

d) Erweiterte Newtonsche Theorie

A. F. Messiter [2] und K. Hida [3] haben eine erweiterte Newtonsche Theorie benutzt, um Druckverteilungen an auftriebserzeugenden konischen Körpern zu berechnen. Diese Theorie wurde von L. C. Squire [4] auf Wellenreiter-Flügel bei Abweichung vom Auslegungszustand angewendet. Die in [2], [3] und [4] benutzte Theorie galt ursprünglich nur für konische Körper mit einem von den Vorderkanten abgelösten Stoß. In einer weiteren Arbeit hat L. C. Squire [5] jedoch gezeigt, daß die Theorie auch auf Körper mit einem an den Vorderkanten anliegenden Stoß angewendet werden kann.

Der Druckbeiwert auf der Unterseite des Wellenreiter-Flügels wird in der erweiterten Newtonschen Theorie folgendermaßen dargestellt:

$$(c_p)_u = 2 \sin^2 (\alpha + \sigma_A) [1 + \varepsilon p^* (\eta, C, \Omega)] . \quad (18)$$

Der erste Ausdruck dieser Gleichung stellt die einfache Newtonsche Theorie dar, während der zweite eine Korrektur angibt. Das Dichteverhältnis ε am Stoß und die Parameter C und Ω sind folgendermaßen definiert:

$$\varepsilon = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} + \frac{2}{(\kappa + 1) \text{Ma}_\infty^2 \sin^2 (\alpha + \sigma_A)} \quad (19)$$

$$C = - \frac{4 \tan (\sigma_A - \delta)}{\sqrt{\varepsilon} A \cos \sigma_A} \quad (20)$$

$$\Omega = \frac{A \cos \sigma_A}{4 \sqrt{\varepsilon} \tan (\alpha + \sigma_A)} . \quad (21)$$

Wie man Gl. (18) entnehmen kann, ist die Korrekturfunktion p^* nur von den beiden Parametern C und Ω abhängig. Dieses bedeutet, daß C und Ω in bezug auf die Abweichung vom Newtonschen Strömungsfeld Hyperschall-Ähnlichkeitsparameter sind. Ein C - Ω -Diagramm von Wellenreiter-Flügeln für alle Anströmzustände ist in Abb. 3 dargestellt. Für den Auslegungszustand, d. h. $\text{Ma}_\infty = \text{Ma}_A$ und $\alpha = 0$, kann durch Kombination von Gl. (19) und (1) nach einigem Umformen für das Dichteverhältnis am Stoß folgende Beziehung angegeben werden:

$$\varepsilon = \frac{\varrho_\infty}{\varrho_1} = \frac{\tan (\sigma_A - \delta)}{\tan \sigma_A} . \quad (22)$$

Das Produkt von C und Ω nimmt unter Hinzunahme von Gl. (22) den folgenden Wert an:

$$(C \Omega)_A = \frac{-4 \tan (\sigma_A - \delta)}{A \left(\frac{\tan (\sigma_A - \delta)}{\tan \sigma_A} \right)^{1/2} \cos \sigma_A} \cdot \frac{A \cos \sigma_A}{4 \tan \sigma_A \left(\frac{\tan (\sigma_A - \delta)}{\tan \sigma_A} \right)^{1/2}} \quad (23)$$

$$(C \Omega)_A = -1 .$$

Die Kurve $|C \Omega| = 1$ (Bereich II) stellt somit den Auslegungszustand dar, d. h. der Stoß liegt in der Vorderkantenebene und der Druck auf der Unterseite des Flügels muß somit konstant sein. Im Bereich I wird der Stoß gegenüber dem Auslegungszustand weiter nach innen abgelenkt. In der Nähe der Symmetrieebene treten dann zwei Sekundärstöße auf, die eine sprungartige Druckerhöhung bewirken. Im Bereich III wird der Stoß weiter nach außen abgelenkt, bleibt aber an den Vorderkanten noch anliegend. Dadurch stellt sich in Nähe der Vorderkanten ein konstanter Druck ein, der beim Fortschreiten zur Symmetrieebene kontinuierlich abgesenkt wird. Im Bereich IV wird der Stoß so weit nach außen abgelenkt, daß eine Ablösung von den Vorderkanten auftritt. Der Druck steigt dann nach außen stetig an.

4. Versuchsanordnung

Die Untersuchungen wurden in der Hyperschallversuchsanlage (Gun-Tunnel) der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Braunschweig, im Machzahlbereich von $Ma_\infty = 7,9$ bis 15,5 durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Anlage ist in [9] gegeben worden. Der Ruhedruck betrug 150 at bei Ruhetemperaturen zwischen 700 °K und 1500 °K. Die entsprechenden Reynoldszahlen in der Meßstrecke bezogen auf die Modelllänge l lagen zwischen $Re = 2,7 \cdot 10^6$ bei $Ma_\infty = 7,9$ und $Re = 1,4 \cdot 10^6$ bei $Ma_\infty = 15,5$. Der Kanal ist mit einer konischen axisymmetrischen Düse ausgestattet. Die mittlere Testzeit beträgt etwa 35 ms. Die Geometrie der sechs untersuchten Modelle ① bis ⑥ ist in Abb. 2 dargestellt. Die Modelle besitzen eine einheitliche Länge von $l = 90$ mm, um zu gewährleisten, daß sie sich auch bei hohen Anstellwinkeln im gesunden Teil der Meßkammerströmung befinden.

Die Auslegungs-Machzahlen der untersuchten Flügel liegen zwischen $Ma_A = 6$ und 10, das Seitenverhältnis zwischen $A = 0,8$ und 1,6 und der Volumenparameter zwischen $\tau = 0,0675$ und 0,1. Diese Auslegungszustände sind im $C\text{-}\Omega$ -Diagramm (Abb. 3) eingetragen. Sie liegen definitionsgemäß nach Gl. (23) auf der Kurve $C \Omega = -1$. Modell ① wurde aus Stahl hergestellt, während die Modelle ② bis ⑥ aus Aluminium angefertigt wurden. Dreikomponenten-Kraft-Messungen wurden mit Hilfe von zwei Dehnungsmeßstreifen-Waagen in einem Anstellwinkelbereich von $\alpha = -20^\circ$ bis 20° durchgeführt. Die Drücke wurden mit Dehnungsmeßstreifen-Druckgebern der Fa. Statham in einem Schnitt mit dem Abstand $x_M/l = 0,834$ von der Modellspitze gemessen. Durch photographische Aufnahmen mit einem Differential-Interferometer wurde der Stoßwinkel σ (Abb. 1) in der Symmetrieebene der Modelle bestimmt.

5. Ergebnisse der Messungen

5.1. Kraftmessungen

Die nachstehend mitgeteilten Ergebnisse sind der umfangreichen Arbeit [12] und [13] entnommen. Abb. 4 zeigt für alle sechs Modelle die aerodynamischen Beiwerte c_A , c_W und c_M in Abhängigkeit von dem „zweidimensionalen“ Ablenkungswinkel $\delta_1 = \delta + \alpha$ bei einer Machzahl von $Ma_\infty = 10,9$. Dabei ist der theoretische Wert nach der Keiltheorie Gl. (3), (4), (7) bis (12) mit ein-

Experimentelle Untersuchungen an Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich 417

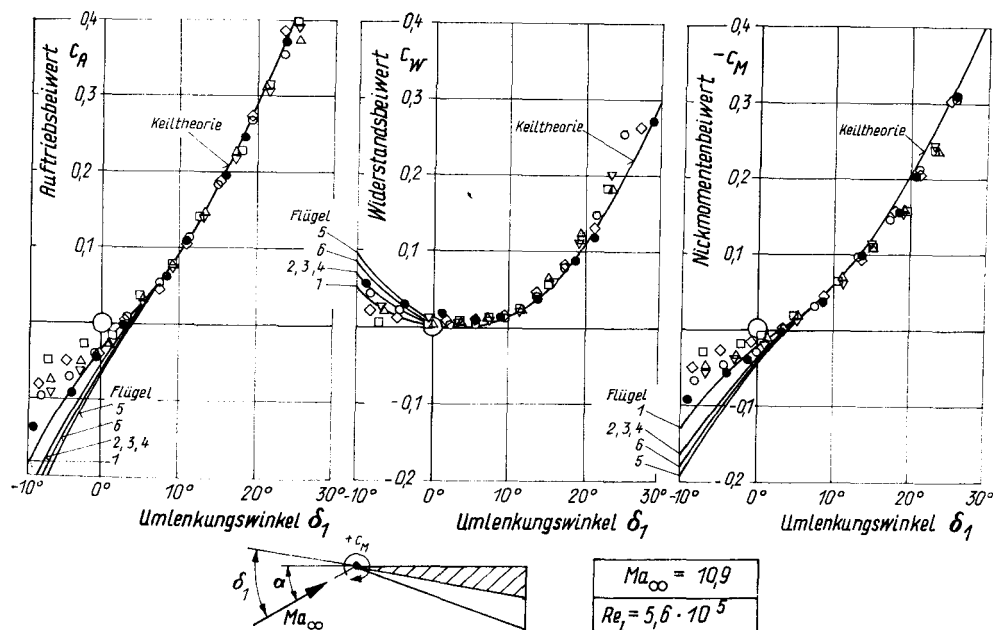


Abb. 4. Aerodynamische Beiwerte c_A , c_W , c_M von Wellenreiter-Flügeln in Abhängigkeit vom Umlenkungswinkel δ_1 bei $Ma_\infty = 10,9$.
 Flügel: (1) (2) (3) (4) (5) (6)
 ∇ \square \circ \diamond \triangle \bullet

getragen. Wie man sieht, herrscht im gesamten positiven Anstellwinkelbereich, ausgenommen bei sehr großen Werten von δ_1 , eine recht gute Übereinstimmung zwischen der Messung und der zweidimensionalen Keiltheorie. Bei negativen Anstellwinkeln, d. h. bei $\alpha = \delta_1 - \delta < 0$, treten starke Abweichungen der Messung von der Theorie auf. Der Grund hierfür besteht darin, daß bei diesen Anstellwinkeln die Oberseite des Flügels einer Kompression ausgesetzt wird. Wegen der konvexen Form der Oberseite wird der Stoß gekrümmt, d. h. die theoretische Annahme eines ebenen oder nur schwach gekrümmten Stoßes wird nicht mehr erfüllt. Flügel ②, dessen Oberseite nach Abb. 2 am stärksten konvex geknickt ist, weist die größten Abweichungen von der Theorie auf, während Flügel ⑥ mit der schwächsten Oberseitenknickung eine nicht so starke Abweichung von der Theorie zeigt. Es ist bemerkenswert, daß die gemessenen Auftriebswerte bei positiven Ablenkungswinkeln nahezu unabhängig von der Flügelgeometrie sind.

Ein Vergleich der experimentellen Widerstandsbeiwerte mit der Keiltheorie zeigt bei positiven Ablenkungswinkeln, daß die Theorie etwas zu kleine Widerstandsbeiwerte liefert. Diese geringen Abweichungen sind offensichtlich auf Reibungseinflüsse zurückzuführen, die in der Theorie nicht enthalten sind. Man erhält eine einfache Näherung für den Reibungswiderstand, der dem reibungslos ermittelten Druckwiderstand zuzuschlagen ist, wenn man den Reibungsbeiwert c_f der längsangeströmten ebenen Platte benutzt. Unter der Annahme eines mittleren Reibungsbeiwertes $c_f = 0,0018$, der für $Ma_\infty \approx 10$ und $Re \approx 3 \cdot 10^5$ dem Plattendiagramm aus [15] entnommen wurde, ergibt

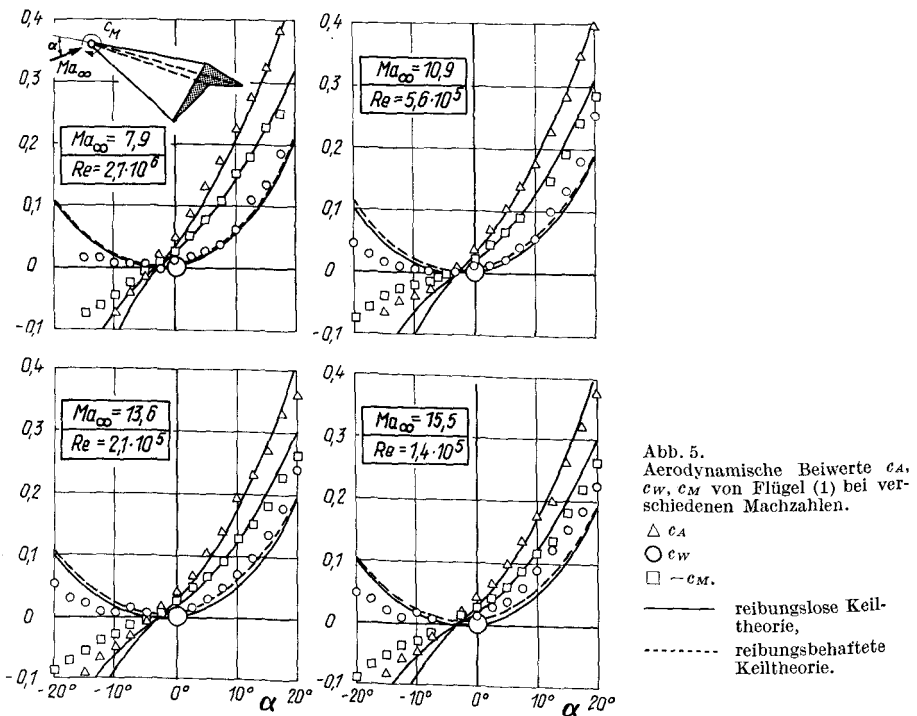
sich ein Reibungswiderstandsbeiwert von etwa $c_{wf} = 0,0041$, wenn man einen mittleren Wert von $O/F = 2,3$ für das Verhältnis der benetzten Oberfläche zur Grundrißfläche aller Modelle zugrunde legt. Die benetzte Oberfläche O errechnet sich nach der folgenden Beziehung:

$$\frac{O}{F} = \sqrt{1 + \left(\frac{\tan \sigma_A}{s/l}\right)^2} + \sqrt{1 + \tan^2 \delta + \left(\frac{\tan \sigma_A - \tan \delta}{s/l}\right)^2}. \quad (24)$$

Durch Einbeziehung der Reibungseinflüsse zeigt sich bei kleinen Anstellwinkeln eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung. Bei negativen Anstellwinkeln tritt wie schon beim Auftriebsbeiwert eine starke Abweichung zwischen Theorie und Messung auf. Dieses gilt auch für die gemessenen Nickmomentenbeiwerte c_M , wie man Abb. 4 entnehmen kann.

Bei positiven Anstellwinkeln liegen die gemessenen c_M -Werte geringfügig unter den theoretischen Werten. Da die Auftriebsbeiwerte jedoch eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung aufweisen, kann daraus geschlossen werden, daß der Kraftangriffspunkt sich etwas zur Spitze hin verschoben hat.

Um den Einfluß der Machzahl und der Reynoldszahl zu untersuchen, sind in Abb. 5 die aerodynamischen Beiwerte von Modell (i) im Machzahlbereich von $Ma_\infty = 7,9$ bis 15,5 über dem Anstellwinkel α aufgetragen. Wie schon in Abb. 4 bei $Ma_\infty = 10,9$ festzustellen war, ist die mangelnde Übereinstimmung



der c_A -, c_W - und c_M -Werte zwischen Theorie und Messung bei negativen Anstellwinkeln im gesamten Machzahlbereich vorhanden. Bei positiven Anstellwinkeln weisen die c_A -Werte eine recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung auf. Bei kleinen Anstellwinkeln liegen die Meßwerte etwas oberhalb der theoretischen Kurve, bei großen Anstellwinkeln etwas unterhalb. Dieses zeigt sich besonders bei steigender Machzahl und abnehmender Reynoldszahl. Ein ähnliches Verhalten der Meßwerte gegenüber der Theorie weist auch der Nickmomentenverlauf auf. Ein Vergleich der gemessenen Widerstandsbeiwerte mit der reibungslosen Keiltheorie zeigt besonders bei hohen Machzahlen und kleinen Reynoldszahlen starke Abweichungen, was offensichtlich auf Reibungseinflüsse zurückzuführen ist. Unter der Annahme eines im gesamten Anstellwinkelbereich konstanten Reibungswiderstandsanteils, der dem reibungslosen Druckwiderstand zugeschlagen wird, ergibt sich ein Gesamtwiderstand, der in Abb. 5 gestrichelt dargestellt ist. Der Reibungswiderstand wurde bei $Ma_\infty = 7,9$ mit einem c_f -Wert von 0,0006 und zwischen $Ma_\infty = 10,9$ und 15,5 mit einem c_f -Wert von 0,0018 bestimmt. Wie man sieht, herrscht bei kleinen Anstellwinkeln bis zu einer Machzahl $Ma_\infty = 13,6$ recht gute Übereinstimmung zwischen Messung und Keiltheorie mit Reibungskorrektur. Bei der Machzahl $Ma_\infty = 15,5$ liegen die gemessenen c_W -Werte allerdings noch beträchtlich über der theoretischen Kurve.

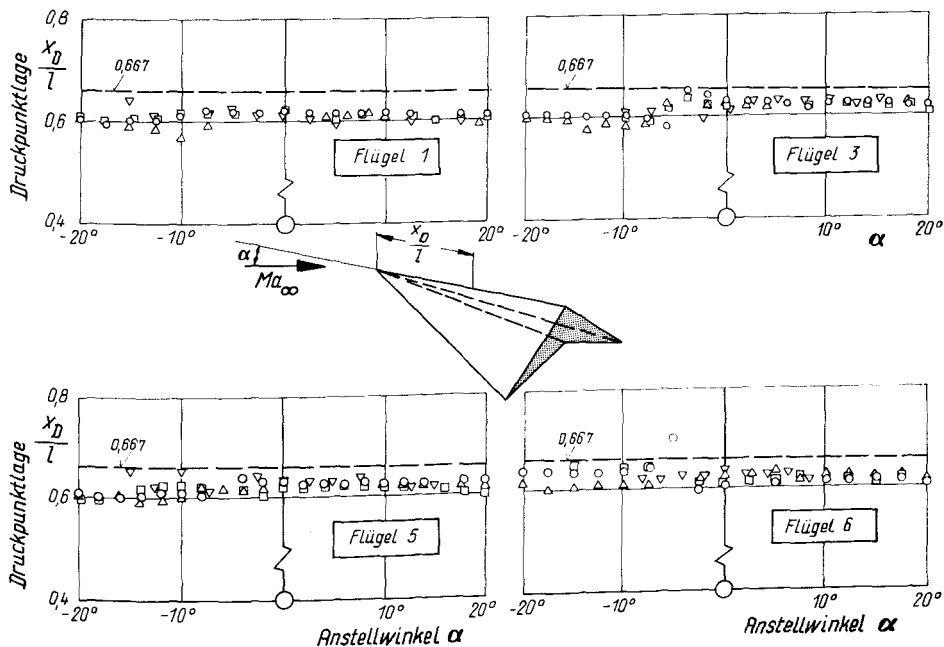


Abb. 6. Druckpunktlage an Wellenreiter-Flügeln in Abhängigkeit von dem Anstellwinkel und der Machzahl.
 ---- reibungslose konische Strömung,

- ∇ $Ma_\infty = 7,9$
- \triangle $= 10,9$
- \circ $= 13,6$
- \square $= 15,5$

Abb. 6 zeigt den Verlauf der Druckpunktlage der Flügel ①, ③, ⑤ und ⑥ in Abhängigkeit von der Machzahl und dem Anstellwinkel. Wie man sieht, wird der theoretische Wert von $x_D/l = 2/3 = 0,667$ der reibungslosen konischen Strömung in keinem Fall erreicht. Die gemessenen Kraftangriffspunkte schwanken zwischen $x_D/l = 0,6$ und $0,63$. Man kann daraus schließen, daß Reibungseffekte die Ausbildung einer konischen Strömung verhindern und in Tiefenrichtung einen negativen Druckgradienten erzeugen. Abgesehen von einigen Streuungen der Meßwerte bei kleinen negativen Anstellwinkeln scheint keine Abhängigkeit der Druckpunktlage von der Machzahl, dem Anstellwinkel und der Flügelgeometrie vorzuliegen.

Ein wesentlicher Gesichtspunkt, Wellenreiter-Flügel als Raumfluggleiter vorzuschlagen, war die Erwartung hoher Gleitzahlen bei Hyperschallgeschwindigkeit. In Abb. 7 sind für Flügel ② experimentelle Gleitzahlen im Machzahlbereich von $Ma_\infty = 7,9$ bis $15,5$ in Abhängigkeit vom Auftriebsbeiwert dargestellt.

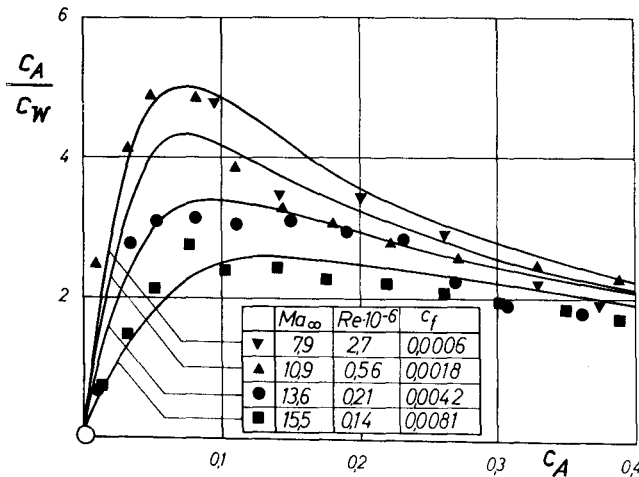
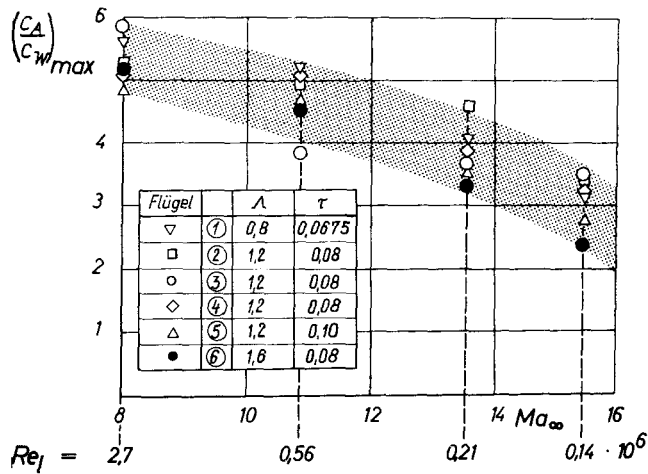


Abb. 7. Gleitzahlen c_A/c_W von Flügel ② bei verschiedenen Machzahlen und Reynoldszahlen.

Die Streuung der Meßwerte bei kleinen c_A -Werten im Bereich der maximalen Gleitzahlen ist auf die Meßungenauigkeit bei Gun-Tunnel-Messungen zurückzuführen. Nach der Keiltheorie sind im Hyperschallbereich die Gleitzahlen mit Reibungskorrektur unter der Annahme eines konstanten c_f -Wertes nahezu unabhängig von der Machzahl. Da die in Abb. 7 gezeigten Gleitzahlen jedoch starke Abweichungen bei verschiedenen Machzahlen aufweisen, wird vermutet, daß ein Einfluß der unterschiedlichen Reynoldszahlen vorliegt. Die aus gezogenen Kurven stellen die reibungsbehaftete Keiltheorie für empirisch ermittelte c_f -Werte dar. Die empirischen c_f -Werte sind erheblich größer als die der längsangeströmten Platte, was vermutlich auf dreidimensionale Effekte in der Grenzschicht auf der Unter- und Oberseite von Wellenreiter-Flügeln zurückzuführen ist. Die maximalen Gleitzahlen mit etwa $c_A/c_W = 5$ werden bei c_A -Werten von etwa 0,05 bis 0,1 erzielt, d. h. bei Anstellwinkeln von $\alpha = 1^\circ$ bis $2,5^\circ$. Die wegen der starken Streuung gemittelten maximalen Gleitzahlen aller untersuchten Modelle sind in Abb. 8 über der Machzahl und

Abb. 8.
Maximale Gleitzahl der untersuchten Modelle bei verschiedenen Machzahlen und Reynoldszahlen.



der entsprechenden Reynoldszahl aufgetragen. Ein Vergleich zwischen Flügel ④ und ⑤, die sich nur durch den Volumenparameter unterscheiden ($\tau = 0,08$ und $0,1$), zeigt, daß die maximalen Gleitzahlen des dickeren Flügels ⑤ etwas kleiner als die des Flügels ④ sind. Der Einfluß des Seitenverhältnisses auf die maximale Gleitzahl kann aus Abb. 8 durch Vergleich der Meßergebnisse von Flügel ④ ($\Lambda = 1,2$) und Flügel ⑥ ($\Lambda = 1,6$) entnommen werden. Eine Vergrößerung des Seitenverhältnisses bewirkt eine Verminderung der maximalen Gleitzahl. Weiterhin sieht man, daß allgemein mit abnehmender Reynoldszahl eine Verschlechterung der Gleitzahlen auftritt, was schon in Abb. 7 festgestellt wurde.

5.2. Ermittlung des Stoßwinkels

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß Reibungseinflüsse einen beträchtlichen Einfluß auf die Widerstandsbeiwerte und besonders auf die Gleitzahlen ausüben. Man kann daraus schließen, daß auch die Stoßform auf der Unterseite des Flügels von der Reibung beeinflusst wird. Bei Hyperschallgeschwindigkeit ist der Einfluß der Grenzschicht mit besonderen Verdrängungseffekten verbunden. Die Grenzschichtdicke ist proportional zu $0,5(\kappa - 1) Ma_1^2 / \sqrt{Re_1}$, wobei Index 1 den Zustand hinter dem Stoß charakterisiert. Mit wachsender Machzahl gewinnen Wechselwirkungseinflüsse zwischen der Grenzschicht und der äußeren Strömung an Bedeutung. Man kann zwei Gebiete verschieden starker Wechselwirkung unterscheiden, eines mit starker Wechselwirkung in der Nähe der Vorderkanten und eines mit schwacher Wechselwirkung weiter stromabwärts.

Der Wechselwirkungsparameter $\chi = Ma_1^3 / Re_1^{1/2}$ legt fest, welche Art der Wechselwirkung auftreten wird. Im Falle $\chi \gg 1$ liegt eine starke und im Fall $\chi \ll 1$ eine schwache Wechselwirkung vor. Bei den durchgeführten Untersuchungen besaß der Wechselwirkungsparameter bei kleinen Anstellwinkeln Werte zwischen $\chi = 0,2$ bei $Ma_\infty = 7,9$ und $\chi = 2,5$ bei $Ma_\infty = 15,5$. Man hat

somit im oberen Machzahlbereich wegen der hohen χ -Werte starke Reibungseinflüsse auf die Stoßform zu erwarten.

Die Flügel ③ und ⑤ waren so ausgelegt worden, daß sich bei den Machzahlen $Ma_\infty = 7,9$ und $10,9$ und dem Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ ein nahezu ebener Stoß in der Vorderkantenebene ausbildet. Strömungs-Aufnahmen zeigen jedoch, daß der Stoß nicht in der Vorderkantenebene liegt, sondern nach außen gedrängt worden ist. So konnte z. B. in keinem Fall ein innenliegender Stoß beobachtet werden.

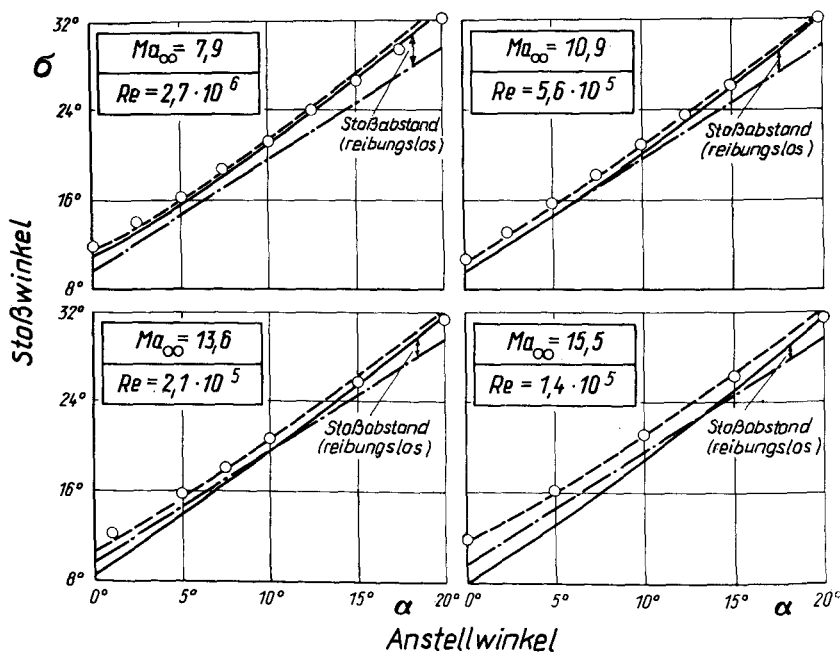


Abb. 9. Stoßwinkel von Flügel (1) bei verschiedenen Machzahlen.

- · — · — · — anliegender Stoß,
- - - - - Keiltheorie mit Reibung,
- reibungslose Keiltheorie.

Abb. 9 zeigt für den Flügel ① die aus Strömungs-Aufnahmen ermittelten Stoßwinkel σ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α bei verschiedenen Machzahlen und den zugehörigen Reynoldszahlen. Die ausgezogene Kurve stellt den Verlauf des Stoßwinkels nach der reibungslosen Keiltheorie dar. Man sieht deutlich, daß bei kleinen Reynoldszahlen und Anstellwinkeln große Unterschiede zwischen Theorie und Messung auftreten. Die größte Abweichung beträgt etwa 4° bei der Machzahl $Ma_\infty = 15,5$ und $\alpha = 0^\circ$. Bei großen Anstellwinkeln liegen die Meßpunkte etwas unterhalb der theoretischen Kurve. Die strichpunktlierte Kurve zeigt im σ, α -Diagramm die Lage der Vorderkantenebene ($\sigma_{VK} = \sigma_A + \alpha$). Bei der Machzahl $Ma_\infty = 10,9$, das ist nahezu die Auslegungsmachzahl des Flügels, liegt der Stoß in einem ziemlich großen Anstellwinkelbereich in der Vorderkantenebene, wie man Abb. 9 entnehmen kann. Unter Bezug auf die in Abb. 3 dargestellten Stoßformen bei Abweichung

vom Auslegungszustand sieht man, daß im Falle $Ma_\infty > Ma_A$ der Stoß bei kleinen Anstellwinkeln aus der Vorderkantenebene nach innen gedrängt wird. Bei Vergrößerung des Anstellwinkels bewegt sich der Stoß jedoch wieder nach außen, bis er bei einem bestimmten α -Wert in der Vorderkantenebene liegt, d. h. ein neuer Auslegungspunkt erreicht wird. Ein weiterer Auslegungspunkt existiert im negativen Anstellwinkelbereich, d. h. bei $Ma_\infty > Ma_A$ gibt es immer zwei bestimmte Anstellwinkel, bei denen der Auslegungszustand erreicht wird. Wenn die Anström-Machzahl abgesenkt wird, beginnen diese beiden Anstellwinkel sich einander zu nähern, bis sie sich schließlich im Falle von $Ma_\infty = Ma_A$ bei $\alpha = 0^\circ$ treffen. Im Falle $Ma_\infty < Ma_A$ tritt im gesamten Anstellwinkelbereich kein Auslegungszustand auf. Diese theoretischen Aussagen der reibungslosen Keiltheorie und der erweiterten Newtonschen Theorie werden allerdings nur teilweise durch Messungen bestätigt.

Zur Verbesserung der reibungslosen Keiltheorie wurde eine stark vereinfachte Grenzschichtrechnung herangezogen. Man erhält den Verlauf der Verdrängungsdicke der Grenzschicht am Keil, wenn man die in [10] angegebene Beziehung für die Verdrängungsdicke der ebenen Platte benutzt

$$\delta^* = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left(0,664 + 1,73 \frac{T_w}{T_0} \right) Ma_\infty^2 \left(\frac{C_s x}{U_\infty / \nu_\infty} \right)^{1/2}, \quad (25)$$

und an Stelle der freien Anströmung den Zustand hinter dem schiefen Stoß einsetzt. Die effektive Neigung der Körperkontur eines Keiles mit dem Keilwinkel δ infolge des Verdrängungseffektes der Grenzschicht ergibt sich somit zu:

$$\delta_{eff} = \delta + \frac{d\delta^*}{dx} = \delta + \frac{1}{2} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left(0,664 + 1,73 \frac{T_w}{T_0} \right) Ma_\infty^2 \left(\frac{C_s}{Re_{1x}} \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Als weitere Vereinfachung wird das in [11] beschriebene Verfahren von *Bertram* benutzt, bei dem eine über die gesamte Länge des Keiles konstante mittlere Neigung der Verdrängungsdicke angenommen wird, die sich aus der lokalen Neigung in $l/4$ -Punkt ergibt. Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens kann der „reibungsbehaftete“ Stoßwinkel aus $(\delta_{eff})_{l/4}$ und Ma_∞ nach Gl. (1) bestimmt werden. In der Nähe der Vorderkanten, wo nach Gl. (26) die Neigung der Verdrängungsdicke sehr groß wird, gilt diese Theorie strenggenommen nicht, da besonders bei kleinen Keilwinkeln starke Wechselwirkungseinflüsse auftreten. Trotzdem kann man Abb. 9 entnehmen, daß selbst bei kleinen Anstellwinkeln eine ziemlich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung vorliegt. Die theoretische Kurve ist gestrichelt gezeichnet und gilt für eine Wandtemperatur von $T_w = 293^\circ K$. Bei höheren Anstellwinkeln treten kleine Abweichungen von der Theorie auf, da die Voraussetzung eines ebenen Stoßes nicht mehr erfüllt ist.

Abb. 10 zeigt die gemessenen Stoßwinkel der Flügel ①, ②, ⑤ und ⑥ über dem Umlenkungswinkel δ_1 bei verschiedenen Machzahlen im Vergleich mit der reibungslosen und reibungsbehafteten Keiltheorie. Die Übereinstimmung zwischen Messung und reibungsbehafteter Theorie bis zu Umlenkungswinkeln von $\delta_1 = 20^\circ$ ist gut. Bei höheren δ_1 -Werten liegen die Meßpunkte allerdings

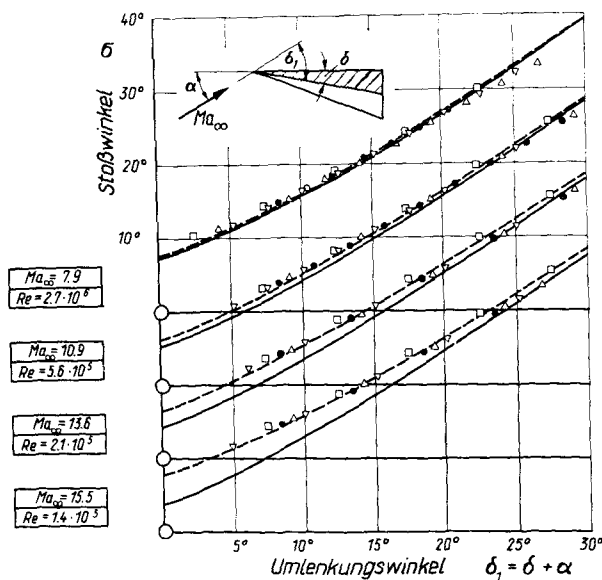


Abb. 10.
Stoßwinkel der Flügel (1), (2), (5) und (6) in Abhängigkeit vom Umlenkungswinkel bei verschiedenen Machzahlen.

Flügel (1) ∇
 Flügel (2) \square
 Flügel (5) \triangle
 Flügel (6) \bullet
 — reibungslose Keiltheorie,
 - - - reibungsbefahete Keiltheorie.

etwas unterhalb der theoretischen Kurve, was offensichtlich auf die starke Querkrümmung des Stoßes zurückzuführen ist. Man kann Abb. 10 weiterhin entnehmen, daß trotz der unterschiedlichen Geometrie der betrachteten Flügel die experimentellen Stoßwinkel nahezu auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Kleine Abweichungen von dieser Kurve treten nur bei Flügel (2) auf, dessen Auslegungsmachzahl $Ma_A = 6$ beträgt und dessen Eckenwinkel γ (Abb. 2) auf der Unterseite den kleinsten Wert von allen untersuchten Flügeln besitzt. Es wird deshalb vermutet, daß die Abweichungen auf Eckeneffekte zurückzuführen sind, da die Verdrängungswirkung der Grenzschicht in der Ecke immer etwas größer als die der ebenen Platte ist.

5.3. Druckverteilungsmessungen

Aus den vorangegangenen Abschnitten könnte entnommen werden, daß die zweidimensionale Keiltheorie ausreicht, um das Strömungsfeld eines Wellenreiter-Flügels in einem relativ großen Anstellwinkel- und Machzahlbereich hinreichend genau zu beschreiben. Obwohl diese Theorie eine relativ gute Übereinstimmung mit den gemessenen Auftriebs- und Nickmomentenbeiwerten, dem Stoßwinkel in der Symmetrieebene, sowie mit einigen Einschränkungen auch mit den Widerstandsbeiwerten aufweist, versagt sie gelegentlich bei der Bestimmung der Druckverteilungen. Abb. 11 zeigt einige typische Druckverteilungen am Flügel (5) bei verschiedenen Anstellwinkeln und Machzahlen in Abhängigkeit von der dimensionslosen Querkordinate $\eta = y/s(x)$. Bei Anstellwinkeln bis zu $\alpha = 10^\circ$ liegt noch eine recht gute Übereinstimmung zwischen der Keiltheorie und der Messung vor, bei größeren Anstellwinkeln sind jedoch schon beträchtliche Abweichungen von der Theorie festzustellen. Man erkennt deutlich, daß im Bereich $|C_Q| > 1$, wo nach Abb. 3 ein unstetiger Druckanstieg in der Nähe der Symmetrieebene erfolgen

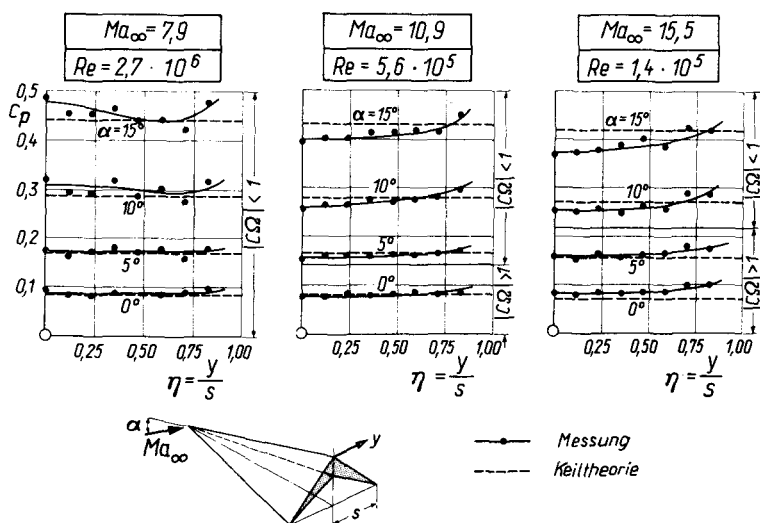


Abb. 11. Druckverteilungen auf der Unterseite des Flügels ⑥ bei verschiedenen Mach- und Reynoldszahlen.

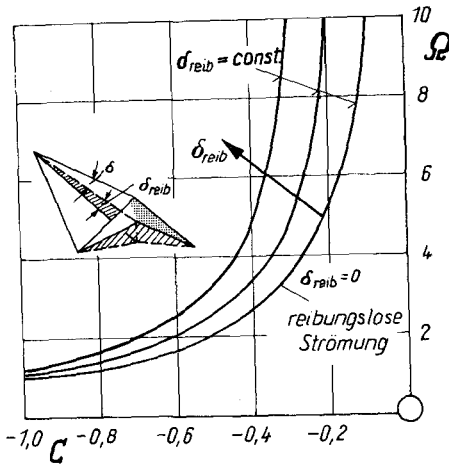
sollte, ein stetiger Druckanstieg in der Nähe der Vorderkanten auftritt. Dieses ist besonders bei kleinen Reynoldszahlen festzustellen, so daß die Vermutung nahe liegt, daß die Druckverteilung an den Vorderkanten auf Reibungseinflüsse zurückzuführen ist. Im Falle $|C\Omega| > 1$ soll theoretisch ein innenliegender Stoß auftreten, d. h. der Stoßabstand von der Unterseite des Flügels ist erheblich kleiner als im Fall $|C\Omega| \leq 1$. Wegen des geringen Stoßabstandes treten zwischen der Grenzschicht und dem Stoß starke Wechselwirkungseffekte auf, die offensichtlich eine Ablösung des Stoßes von den Vorderkanten und somit einen Druckanstieg bewirken. Im Fall $|C\Omega| < 1$ können Reibungseinflüsse infolge des großen Stoßabstandes keinen so starken Einfluß auf die Stoßform und Druckverteilung ausüben.

Um den Reibungseinfluß im $C\Omega$ -Diagramm zu erfassen, wird in einer ersten Näherung angenommen, daß die reibungsbehaftete Strömung um einen Wellenreiter-Flügel äquivalent der reibungslosen Strömung um einen Wellenreiter-Flügel mit einem größeren Keilwinkel δ ist. Die scheinbare Vergrößerung des Keilwinkels, in Abb. 12 als δ_{reib} dargestellt, ergibt sich aus der Verdrängungsdickenneigung der Grenzschicht im $l/4$ -Punkt. Unter dieser Voraussetzung kann der Ähnlichkeitsparameter C folgendermaßen dargestellt werden:

$$C_{\text{reib}} = - \frac{4 \tan(\sigma_A - (\delta + \delta_{\text{reib}}))}{A \cos \sigma_A}. \quad (27)$$

Der Parameter Ω ist nach Gl. (21) unabhängig von dem Winkel δ . Unter der Annahme von $(\sigma_A - \delta) \ll 1$ und $\delta \ll 1$ kann Gl. (27) umgeschrieben werden.

$$\begin{aligned} C_{\text{reib}} &= C_{\text{rl}} + \text{const} \cdot \delta_{\text{reib}} \\ (C\Omega)_{\text{reib}} &= (C\Omega)_{\text{rl}} + \text{const} \cdot \Omega \cdot \delta_{\text{reib}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Abb. 12. C - Ω -Diagramm mit Reibungseinfluß.

Die Lage der Auslegungskurve, $(C \Omega)_{\text{reib}} = -1$, ist im reibungslosen C - Ω -Diagramm durch folgende Gleichung gegeben:

$$(C \Omega)_{\text{rl}} = -1 - \text{const} \cdot \Omega \cdot \delta_{\text{reib}}. \quad (29)$$

Dieses Ergebnis ist in Abb. 12 schematisch dargestellt. Man erkennt, daß die Auslegungskurve infolge von Reibungseinflüssen bei einem konstanten Wert von C mit zunehmenden δ_{reib} -Werten zu höheren Ω -Werten verschoben wird. Dieses bedeutet, daß bei einer Reduktion gemessener Druckverteilungen auf die Korrekturfunktion p^* für eine bestimmte C - Ω -Kombination, die reduzierten experimentellen Meßpunkte nur dann auf einer gemeinsamen Kurve liegen, wenn die Voraussetzung $\delta_{\text{reib}} = \text{const}$ erfüllt ist. Für den Fall $C = -0,75$ und $\Omega = 1,23$ wurde eine Reduktion von Druckmessungen durchgeführt, deren Ergebnis in Abb. 13 dargestellt ist. Die Druckverteilung $c_p(\eta)$ des Flügels ③ bei $\text{Ma}_\infty = 10,9$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ zeigt eine gute Übereinstimmung mit der verbesserten Newtonschen Theorie, die durch die ausgezogene Kurve dargestellt wird. Selbst nach der Reduktion auf die Abweichungsfunktion p^* bleibt die gute Übereinstimmung bestehen, wenn man berücksichtigt, daß kleine Meßfehler durch den aufrauenden Charakter der Reduktion verstärkt werden. Bei der Reduktion der Druckverteilung des Flügels ① ($\text{Ma}_\infty = 9,5$; $\alpha = 7,5^\circ$) stellt man fest, daß große Abweichungen zwischen Theorie und Messung auftreten, was besonders deutlich im p^* , η -Diagramm hervortritt, obwohl es sich um die gleiche C , Ω -Kombination wie bei der ersten Reduktion handelt.

Der gleiche Effekt tritt für den Fall $C = -0,56$ und $\Omega = 1,79$ auf (Auslegungszustand). Die reduzierten p^* -Werte des Flügels ④ bei $\text{Ma}_\infty = 12,2$ und $\alpha = 7,5^\circ$, d. h. einer relativ hohen Machzahl und einer entsprechend niedrigen Reynoldszahl, weisen besonders in der Nähe der Vorderkanten starke Abweichungen von dem theoretischen Wert $p^* = -1$ auf. Ein weiterer Reibungseffekt, auf den bisher noch nicht eingegangen wurde, ist bei allen unter-

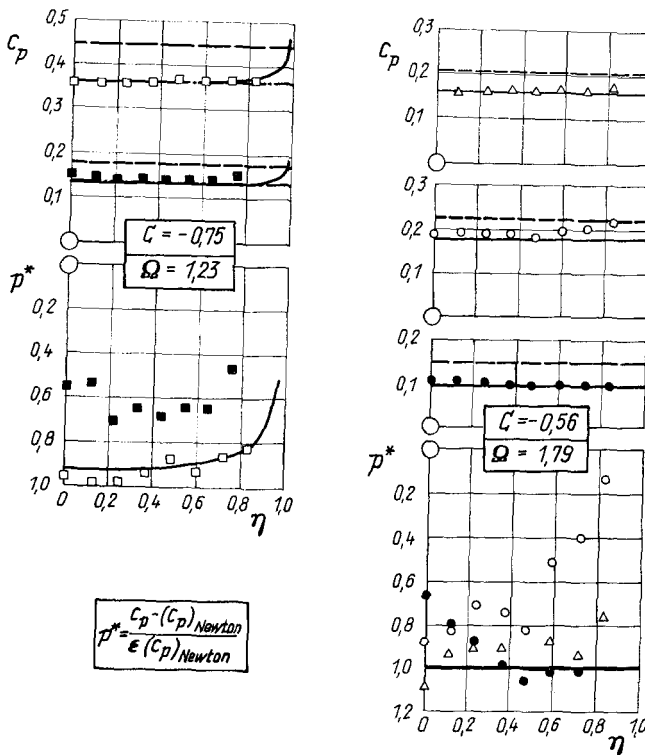


Abb. 13. Reduktion gemessener Druckverteilungen.

- - - - - Newtonsche Theorie,
 Keiltheorie,
 ————— erweiterte Newtonsche Theorie,

- Flügel 1: $Ma = 9,55$; $\alpha = 7,5^\circ$,
 □ Flügel 3: $Ma = 10,9$; $\alpha = 15^\circ$,
 ● Flügel 3: $Ma = 7,9$; $\alpha = 2,5^\circ$,
 ○ Flügel 4: $Ma = 12,2$; $\alpha = 7,5^\circ$,
 △ Flügel 5: $Ma = 11,8$; $\alpha = 5^\circ$.

suchten Flügeln bei der Machzahl $Ma_\infty = 7,9$ ($Re = 2,7 \cdot 10^6$) festgestellt worden. Wie man Abb. 13 entnehmen kann, tritt in der Nähe der Symmetrieebene eine Druckerhöhung auf der Unterseite der Flügel auf, die nach der reibungslosen Theorie für den Fall $|C\Omega| < 1$ nicht erklärt werden kann. Es wird deshalb vermutet, daß diese Druckerhöhung auf einen Umschlag der Grenzschicht von laminar in turbulent zurückzuführen ist, der zusätzlich durch die Eckenwirkung unterstützt wird. Infolge der damit verbundenen Vergrößerung der Verdrängungswirkung der Grenzschicht können Kompressionswellen entstehen, die die Druckerhöhung in der Nähe der Symmetrieebene bewirken.

Durch Integration von Gl. (18) kann gezeigt werden, daß auch gemessene Normalkraftbeiwerte in der gleichen Weise wie die Druckbeiwerte reduziert werden können. Für den Fall $C = -0,6$ wurde eine Reduktion durchgeführt,

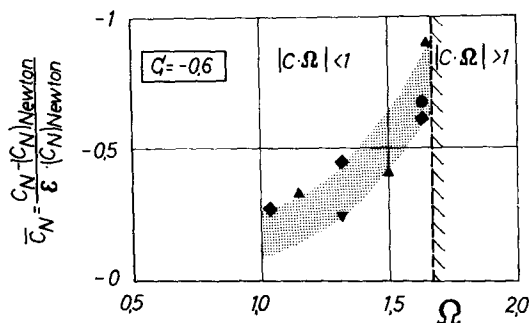


Abb. 14. Reduktion von Normalkräften.

Flügel (1) ▼
(2) ●
(3) ●
(4) ●
(5) ▲

deren Ergebnis in Abb. 14 dargestellt ist. Man erkennt deutlich, daß die reduzierten Normalkraftbeiwerte eine starke Streuung aufweisen, was auf Reibungseinflüsse unterschiedlicher Stärke zurückzuführen ist.

Literatur

- [1] T. Nonweiler: Delta Wings of Shapes Amenable to Exact Shock-Wave Theory, Journ. Roy. Aeron. Soc. **67**, 1963, S. 39–40.
- [2] A. F. Messiter: Lift of Slender Delta Wings according to Newtonian Theory. AIAA Journal, Vol. 1, 1963, S. 794–802.
- [3] K. Hida: Thickness Effects on the Force of Slender Wings in Hypersonic Flow. AIAA Journal, Vol. 3, 1965, S. 427–433.
- [4] L. C. Squire: Calculated Pressure Distributions and Shock Shapes on Thick Conical Wings at High Supersonic Speeds. The Aeronautical Quarterly, Vol. XVII, Part 2, May 1967, S. 185–206.
- [5] L. C. Squire: Calculated Pressure Distributions and Shock Shapes on Conical Wings with Attached Shock Waves. The Aeronautical Quarterly, Vol. XIV, Part 1, Febr. 1968, S. 31–50.
- [6] D. Küchemann: Hypersonic Aircraft and Their Aerodynamic Problems. Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 6, S. 271–353, Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [7] L. F. Crabbtree: Boundary Layer Effects on Hypersonic Aircraft. RAE Report Tech. Memo Aero 902.
- [8] D. H. Peckham: On Three-Dimensional Bodies of Delta Planform which can Support Plane Attached Shock Waves. A.R.C. C.P. No. 640.
- [9] K. Gersten und G. Kausche: Die Hyperschallversuchsanlage (Gun-Tunnel) der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Z. Flugwiss. **14** (1966), S. 217 bis 229.
- [10] R. N. Cox, L. F. Crabbtree: Elements of Hypersonic Aerodynamics. English Universities Press, Ltd., London, 1965.
- [11] R. W. Truitt: Hypersonic Aerodynamics. The Ronald Press Company, New York, 1959.
- [12] K. Kipke: Experimentelle Untersuchungen an Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich. DFL-Bericht Nr. 0439 – 67/39, und DLR FB 68–41, Juni 1968.
- [13] K. Kipke: Experimental investigations of wave riders in the Mach number range from 8 to 15. AGARD Conference Proceedings No. **30**, 1968, S. 13/1–13/17.
- [14] L. C. Squire: Pressure distributions and flow patterns at $M = 4.0$ on some delta wings of inverted V -cross-section. RAE Tech. Note Aero 2838, 1962.
- [15] H. Schlichting: Grenzschicht-Theorie, 5. Aufl. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1965.
- [16] Ames Research Staff: Equations, Tables and Charts for Compressible Flow. NACA Rep. 1135, 1953.